

СПЕКТРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

И. Л. ФАБЕЛИНСКИЙ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

SPECTROSCOPY OF MOLECULAR LIGHT SCATTERING

I. L. FABELINSKII

Main reasons of creation of molecular light scattering are indicated. Various character of fluctuations initiating scattering is discussed. Those molecular light scattering spectrum peculiarities which cause specific features of these spectra are presented. Possibilities of utilization of molecular light scattering spectra for determination of structural characteristics of liquids are identified.

В статье указаны основные причины возникновения молекулярного рассеяния света, обсужден различный характер флуктуаций, вызывающих рассеяние, и представлены те особенности спектров молекулярного рассеяния света, которые обуславливают специфику этих спектров. Отмечены также возможности использования спектров молекулярного рассеяния света для установления структурных характеристик жидкостей.

journal.issep.rssi.ru

Молекулярное рассеяние света, и в особенности спектры молекулярного рассеяния света, позволяет получать тонкие сведения о взаимодействии света с веществом [1]. Сейчас эта область физики стала настолько обширной, что в одной краткой статье даже бегло коснуться всех аспектов этой проблемы нет никакой возможности.

Настоящая статья посвящена краткому описанию спектров молекулярного рассеяния света, вызванных меняющимися во времени флуктуациями различных физических величин.

Рассеяние света имеет богатую историю, восходящую, насколько известно, к Титу Лукрецию Кару (I в. до н.э.), который обратил внимание на рассеяние света и движение мелких пылинок в луче солнечного света, проникшего в темную комнату. Много великих умов трудились над проблемой рассеяния света при объяснении синевы дневного безоблачного неба. Среди них Леонардо да Винчи (XV в.), И. Кеплер (XVI–XVII вв.), И. Ньютон (XVII в.), Р.Ю.Э. Клаузиус (XIX в.), но объяснения их сильно отличаются от современных.

Иной взгляд на природу эффекта рассеяния света на мелких твердых частицах возник после того, как Дж. Тиндаль (1869 г.) поставил опыт в лабораторных условиях. При рассеянии света на твердых частицах, меньших длины волны света, он установил, что рассеянный свет голубеет и обнаруживается поляризация при освещении мелких частичек белым естественным светом. Тиндаль полагал, что рассеянием на частицах пыли может быть объяснен и цвет неба.

Лорд Рэлей (1871 г.) создал теорию, описывающую интенсивность света, рассеянного на твердых частицах, меньших длины волны света, оптическая диэлектрическая проницаемость которых отличается от оптической диэлектрической проницаемости окружающей среды. Из теории Рэрея следовало, что интенсивность I рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны λ рассеянного света ($I \sim \lambda^{-4}$) и пропорциональна шестой степени линейного размера рассеивающей частицы. Рэлей получил формулу, сохранившую свое значение и по сей день:

$$I = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 V_1^2}{L^2 \lambda^4} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta). \quad (1)$$

Здесь I_0 – интенсивность падающего света, ε_0 – диэлектрическая проницаемость сплошной среды, ε – диэлектрическая проницаемость сферической частицы, V_1 – объем частицы, L – расстояние от рассеивающей частицы до точки наблюдения, λ – длина волны падающего света и θ – угол рассеяния. Предполагалось, что освещение ведется естественным светом Солнца.

Закон Рэлея соблазнительно использовать для объяснения синевы неба, но было показано, что чем чище атмосфера, чем меньше пыли (горные обсерватории), тем более насыщена синева неба и, следовательно, пыль здесь ни при чем.

Из этого несомненного факта Рэлей (1899 г.) сделал вывод, что рассеяние света происходит на молекулах газов, составляющих атмосферу, и создал электромагнитную теорию рассеяния света, получил формулу для интенсивности света, рассеянного на молекулах воздуха, а именно интенсивность рассеянного света под углом $\theta = 90^\circ$:

$$I = I_0 \frac{\pi^2 V}{2\lambda^4 L^2} \cdot \frac{(\varepsilon - 1)^2}{N_L}. \quad (2)$$

Здесь V – рассеивающий объем, ε – диэлектрическая проницаемость воздуха, N_L – число Лошмидта, равное $2,68 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, то есть число молекул в 1 см^3 при нормальных условиях.

Работы Рэлея стали основой теории молекулярного рассеяния света, которой занимались Кабанн во Франции, Стретт (Рэлей-мл.) в Англии, Ганс в Германии, Мартин и Вуд в Америке и Раман в Индии. Эти исследования относятся к периоду 1915–1925 гг. и касаются изучения рассеяния света в жидкостях и газах. Все они были посвящены изучению интегральной (по частоте) интенсивности рассеянного света и определению числа Лошмидта или Авогадро из измерений и формул для интегральной интенсивности света, рассеянного в газах.

Выполненные исследования молекулярного рассеянного света позволили выяснить основные закономерности явления. Экспериментально подтверждены закон Рэлея ($I \sim \lambda^{-4}$) и наличие поляризации рассеянного света.

Изучение молекулярного рассеяния в монокристаллах было начато в 1925 г. на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова по предложению Леонида Исааковича Мандельштама [2]. В поставленной задаче Мандельштама интересовали не только интенсивность и поляризация рассеянного света, но и его спектраль-

ный состав. К решению этой экспериментальной работы присоединились Г.С. Ландсберг и его ученики. Ландсберг направил свои усилия на поиски таких монокристаллов кварца, в которых молекулярное рассеяние света можно было бы наблюдать в общем потоке света, рассеянного на оптических неоднородностях, связанных с несовершенством монокристалла: на свиях, посторонних включениях и других возможных дефектах. Работа осложнялась еще и тем, что по самой природе явления интенсивность молекулярного рассеяния в монокристалле кварца очень мала, она составляет одну стомиллионную долю (10^{-8}) от интенсивности возбуждающего света. Несмотря на эти трудности, уже в 1927 г. Ландсбергу удалось показать, что в монокристаллах кварца, каменной соли и исландского шпата молекулярное рассеяние есть и его можно изучать [3].

ПРИРОДА МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Для рассеяния света необходимо, чтобы на пути падающего (возбуждающего) светового потока встретились оптические неоднородности, например капельки воды облаков или тумана, частички сажи или пылинок, коллоидные частицы и другие подобные оптические неоднородности.

Если в газе средняя длина свободного пробега молекулы больше длины волны света, то молекула представляет собой оптическую неоднородность и на ней происходит рассеяние света. Если представить себе молекулу как осциллятор, то падающая на него световая волна частоты ω заставит осциллятор колебаться с той же частотой ω (вынужденное колебание) и излучать в разные стороны свет той же частоты. Это и будет рассеяние света отдельной молекулой. Общий поток рассеянного света в этом случае определяется суммой вынужденного излучения всех освещенных молекул. Если отдельные молекулы находятся в движении, то частота рассеянного света будет изменена вследствие эффекта Доплера. Обычно такое изменение невелико, и оно ведет к уширению линии рассеянного света, если рассеяние возбуждалось монохроматическим светом.

Если вещество конденсированное, то расстояние между соседними молекулами мало и в этом случае о рассеянии на отдельной молекуле говорить нельзя, рассеяние будет происходить при таких флуктуациях физических величин, которые ведут к возникновению оптических неоднородностей. Линейные размеры таких неоднородностей вдали от критических точек много меньше длины волны света. Световая волна, встречающаяся на своем пути такую неоднородность, дифрагирует на ней. В этом случае рассеянный свет и есть дифрагируемый свет.

Расчет интенсивности света, рассеянного вследствие флуктуаций давления, температуры и концентрации, впервые был выполнен А. Эйнштейном (1910 г.) методом статистической физики. Вероятно, что в результате теплового хаотического движения молекул в очень маленьком объеме в определенном месте и в определенное время соберутся молекулы с несколько большим или меньшим импульсом (количеством движения), чем в среднем по большому объему. Это означает, что возникла флуктуация давления. Если в маленьком объеме в определенное время и в определенном месте соберутся молекулы с несколько большей или меньшей энергией, чем средняя по большому объему, то возникнет флуктуация температуры. Аналогично можно определить флуктуацию концентрации.

Флуктуации названных здесь величин после классических работ Эйнштейна (1910 г.) можно вычислить, выразив их через измеряемые величины [1]. Если среда состоит из анизотропных молекул, то следует ожидать, что будет наблюдаться флуктуация анизотропии, а это означает, что в малом объеме в определенное время в определенном месте оси наибольшей (или наименьшей) поляризуемости направлены в одну определенную сторону больше, чем в среднем по большому объему.

Как сказано, флуктуации происходят благодаря статистическому характеру теплового движения, они возникают, исчезают и вновь возникают по всему объему образца. Разные флуктуации будут возникать и исчезать по разным законам. Так, флуктуация давления не останется в том месте, где возникла, а побежит по образцу со скоростью звука. Флуктуация концентрации будет возникать и исчезать со скоростью, определяемой коэффициентом диффузии. Флуктуация анизотропии будет возникать и исчезать за время, определяемое временем релаксации анизотропии.

Рассеяние света на непрерывно меняющихся во времени флуктуациях ведет к модуляции интенсивности рассеянного света, а модуляция, как хорошо известно, ведет к изменению частоты рассеянного света. Если рассеянный свет возбуждать монохроматическим светом, например светом лазера, в рассеянном свете появятся смещенные компоненты — так называемые компоненты Мандельштама–Бриллюэна и уширенная несмещенная линия. На эту картину спектра накладывается широкая полоса — крыло линии Рэлея, обусловленное временными изменениями флуктуации анизотропии.

КОМПОНЕНТЫ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА

Для выяснения природы изменений длины волны рассеянного света, возникающих вследствие рассеяния

на флуктуациях давления, можно принять дебаевскую модель твердого тела. При расчете теплоемкости твердого тела П. Дебай (1912 г.) рассматривал твердое тело как сплошную среду, но с конечным числом собственных колебаний $3N$, где N — число атомов или молекул в изучаемом образце. Таким образом, кинетическая энергия теплового движения представляется в виде энергии упругих колебаний, причем минимальная длина упругих волн Λ определяется величиной межчастичных расстояний d , а следовательно, максимальная частота Ω_{\max} равна отношению скорости звука v в такой среде к межчастичному расстоянию:

$$\Omega_{\max} = \frac{2\pi v}{d}.$$

Для твердого тела (алмаз, сапфир, кварц и т.п.) эта частота наибольшая: $\sim 10^{13} - 10^{14}$ Гц, для плотных газов $\sim 10^{12}$ Гц. Поскольку N велико, количество упругих волн также огромно, они распространяются по всевозможным направлениям, а их частоты лежат в интервале от 0 до максимальной частоты Ω_{\max} . Рассеяние света есть дифракция света на этих дебаевских тепловых упругих волнах.

Если на среду направить параллельный пучок монохроматического света с частотой ω , а рассеянный (дифрагированный) свет рассматривать под некоторым углом к направлению падающего света (углом рассеяния θ), то выделяется практически единственная тепловая упругая волна Λ , на которой наблюдается дифракция (рассеяние света) (рис. 1).

Другими словами, свет, дифрагированный на упругой волне Λ под углом θ , определяется так называемым условием Брегга, которое коротко можно записать следующим образом:

$$2n\Lambda \sin \frac{\theta}{2} = \lambda; \quad (3)$$

здесь n — показатель преломления, а λ — длина волны падающего света.

В то же время это — свет, отраженный от сжатия или разряжения в бегущей со скоростью звука v упругой тепловой волне частоты Ω . Вследствие эффекта Доплера частота рассеянного света будет увеличена или уменьшена на величину Ω в зависимости от направления распространения упругой волны. Таким образом, если возбуждающий свет имеет частоту ω , то в спектре рассеянного света будут две компоненты с частотами $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$. Эти компоненты называются компонентами Мандельштама–Бриллюэна.

С этой точки зрения флуктуацию давления нужно рассматривать как результат интерференции упругих тепловых волн. Задача экспериментального обнаружения смещенных компонент в свете, рассеянном

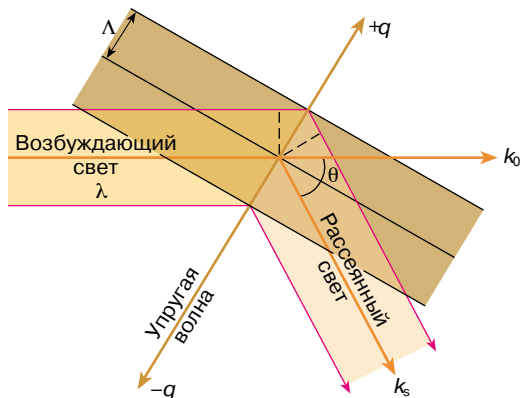


Рис. 1. Схема дифракции (рассеяния) света на тепловой упругой волне. $|q| = 2\pi/\Lambda$ – волновое число упругой волны, $|k_0|, |k_s|$ – волновые числа возбуждающего и рассеянного света соответственно

твердым телом, была сформулирована Л.И. Мандельштамом [2].

Первые экспериментальные результаты обнаружения молекулярного рассеяния в кристалле кварца принадлежат Г.С. Ландсбергу (1926, 1927 гг.) [3] и его ученикам.

После того как Ландсберг обнаружил наличие молекулярного рассеяния в монокристалле кварца, он вместе с Мандельштамом приступил к изучению спектра молекулярного рассеяния света. Это исследование ознаменовалось в 1928 г. обнаружением комбинационного рассеяния света (Раман-эффект) – одного из крупнейших оптических эффектов, обнаруженных в XX в. (подробнее историю этого явления см. в [4]).

Ирония судьбы состоит в том, что и Ландсберг, и Мандельштам, и Раман, и Кришнан почти одновременно обнаружили комбинационное рассеяние света, хотя искали другие явления, а Кабанн и Дор, которые искали именно это явление, не нашли ничего и не потому, что не было комбинационного рассеяния в газах, а потому, что интенсивность рассеянного света была слишком мала, чтобы ее зарегистрировать.

Г.С. Ландсберг и И.Л. Мандельштам экспериментально и теоретически исследовали открытое ими явление и только в 1930 г. вернулись к изучению первоначальной задачи – поиску доплеровского смещения в спектре света, рассеянного в конденсированной среде. Работа продолжалась Ландсбергом и Мандельштамом в Москве, в МГУ, и по их предложению Е.Ф. Гроссом в Ленинграде, в Государственном оптическом институте.

Дискретные смещенные компоненты были обнаружены Гроссом (1930 г.) в спектре света, рассеянном в монокристалле кварца и воде.

Свет, рассеянный на флуктуации температуры и концентрации, в спектре дает несмещенную уширенную линию.

Таким образом, если рассеянный свет возбуждается монохроматическим светом (лазер), то в спектре рассеянного света должны наблюдаться смещенные линии – компоненты Мандельштама–Бриллюэна и центральная компонента [5, 6].

Теория спектрального состава рассеянного света, к настоящему времени хорошо развитая, началась работами Л.И. Мандельштама, Л. Бриллюэна, М.А. Леонтовича, Г.С. Ландсберга, А.А. Андропова, И.Е. Тамма, Л.Д. Ландау и Г. Плачека (1922–1934 гг.). Еще до обнаружения самого явления было установлено теоретически, что частота Ω тепловой упругой волны пропорциональна световой частоте, умноженной на отношение скорости упругой волны (скорость звука) к скорости света c и умноженной на синус половины угла рассеяния θ [2], так что смещение $\Delta\omega$ компонент Мандельштама–Бриллюэна от возбуждающей частоты ω можно представить простым выражением

$$2\pi\Delta\nu = \Delta\omega = \Omega = \pm 2n \frac{v}{c} \omega \sin \frac{\theta}{2}. \quad (4)$$

Таким образом, располагая спектром молекулярного рассеяния света (компоненты Мандельштама–Бриллюэна и центральная компонента), можно по расстоянию между компонентами определить скорость гиперзвука в веществе (частоты гиперзвука $\sim 10^{10}$ Гц), а по ширине компонент Мандельштама–Бриллюэна (КМБ) определить коэффициент поглощения звука, поскольку эта ширина КМБ определяется произведением скорости звука v на коэффициент поглощения α : $\delta\omega_{\text{МБ}} = 2\alpha v$ (см. рис. 2).

Экспериментальное изучение спектра молекулярного рассеяния света на основании уже развитой теории позволяет устанавливать акустические свойства вещества, в частности скорость и коэффициент поглощения звука в различных физических ситуациях, например при фазовых переходах.

Начало такого применения было положено обнаружением в 1953–1955 гг. дисперсии скорости звука в бензоле, сероуглероде, четыреххлористом углероде и многих других жидкостях [6]. Особенно эффективным этот метод стал тогда, когда после 1960 г. в практику лабораторных исследований вошли лазерные источники света. Первым же плодотворным применением лазеров было определение поглощения звука и гиперзвука в жидкостях и растворах. Была подтверждена справедливость релаксационной теории распространения звука в средах с большой объемной вязкостью. Было получено, что, например, для бензола $\alpha = 4,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, а время релаксации объемной вязкости $\tau = 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Это было

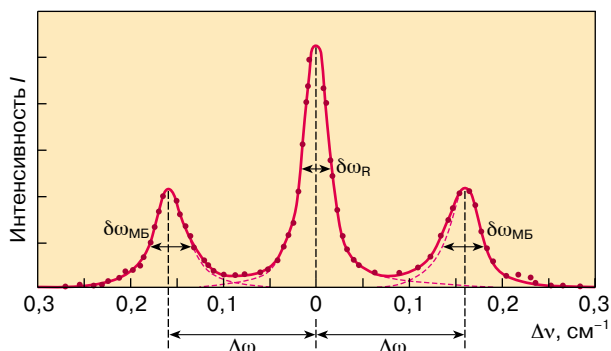


Рис. 2. Спектр света, рассеянного в жидком бензоле при температуре 20°C при возбуждении рассеяния светом неон-гелиевого лазера. Длина волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ($6,328 \cdot 10^{-5} \text{ см}$), $\delta\omega_{\text{МБ}}$ – интервал частот, соответствующий ширине компоненты Манделъштата–Бриллюэна на половине максимальной интенсивности; $\delta\omega_{\text{R}}$ – то же для центральной, или рэлеевской линии. Смещение $\Delta\omega$ определяется скоростью звука и углом рассеяния

первым экспериментальным подтверждением релаксационной теории распространения звука, развитой Манделъштамом и Леонтовичем.

Спектры молекулярного рассеяния света дают возможность определять, в частности, скорость звука с частотой $\sim 10^{10}$ Гц, то есть гиперзвука. Сравнение измеренной таким путем скорости гиперзвука со скоростью в ультразвуковом диапазоне частот $\sim 10^6$ Гц позволяет обнаружить дисперсию скорости звука.

В полупроводниках, которые в то же время являются пьезоэлектриками, теория показывает, что если скорость электронов под действием внешнего электрического поля достигает величины, равной фазовой скорости звука, то в определенном интервале частот звуковые волны в такой среде не затухают, а усиливаются. Если в этот интервал частот попадает линия, ответственная за компоненту Манделъштата–Бриллюэна, то такая компонента усилится на несколько порядков [7].

Спектры молекулярного рассеянного света эффективны при изучении поверхностных рэлеевских волн – акустических волн, распространяющихся вдоль поверхности раздела двух сред, вызванных флуктуационной шероховатостью поверхности раздела.

Особый интерес представляет изучение спектра молекулярного рассеяния в таких бинарных растворах, которые на фазовой диаграмме температура–концентрация имеют замкнутую область расслаивания при добавлении к такому раствору малого количества третьей компоненты. Например, для раствора гваякол–глицерин достаточно добавить одну молекулу воды на 25 мо-

лекул раствора или одну молекулу четыреххлористого углерода на 170 молекул раствора, чтобы возникла замкнутая область в несколько градусов. В такой системе сразу возникают две критические точки: верхняя и нижняя, причем в этих точках исчезает различие между компонентами раствора – среда становится однородной [8].

Результаты выполненных измерений скорости гиперзвука выше верхней и ниже нижней критических точек в растворе гваякол–глицерин представлены на рис. 3.

Неожиданный результат этого опыта состоит в том, что температурный коэффициент скорости $\frac{dv}{dT}$ ниже нижней критической точки вдвое больше, чем выше верхней. Поскольку скорость звука связана с уравнением состояния гомогенной среды, этот факт требует серьезного объяснения, которого пока нет.

Сильное различие в температурных коэффициентах скорости звука (рис. 3) наводит на мысль, что в растворе ниже нижней критической точки межмолекулярные взаимодействия иные, чем в растворе выше верхней критической точки. Можно, например, предположить, что ниже нижней критической точки образуются маленькие кластеры, однако такие, что гиперзвук их «чувствует», поскольку длина волны гиперзвука примерно вдвое короче длины волны света и в изученном случае составляет $\Lambda \approx 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Если эта гипотеза справедлива, то можно ждать, что звук с большей длиной волны будет себя вести иначе, чем гиперзвук.

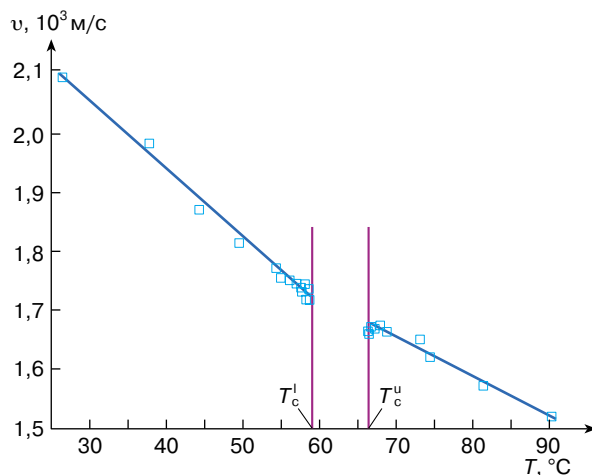


Рис. 3. Температурная зависимость скорости гиперзвука в растворе гваякол–глицерин (с добавлением воды) с областью расслаивания по температуре $\Delta T = T_c^u - T_c^l = 7,28^\circ\text{C}$. Здесь T_c^u – температура верхней критической точки, T_c^l – температура нижней критической точки

Действительно, измерения в ультразвуковом диапазоне при длине волны $\Lambda \approx 7 \cdot 10^{-2}$ см показали, что во всем температурном диапазоне скорость ультразвука имеет практически один и тот же температурный коэффициент, равный $4 \text{ мс}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$.

Результаты измерений представлены на рис. 4, на котором для сравнения приведены и гиперзвуковые данные. Этот опыт дает возможность заключить, что если ниже нижней критической точки кластеры есть, то они меньше (по линейным размерам) 10^{-5} см. Более того, неописанные здесь опыты также позволяют заключить, что предполагаемые кластеры по линейным размерам меньше 10^{-6} см. Однако прямого доказательства наличия кластеров в изученном растворе пока нет.

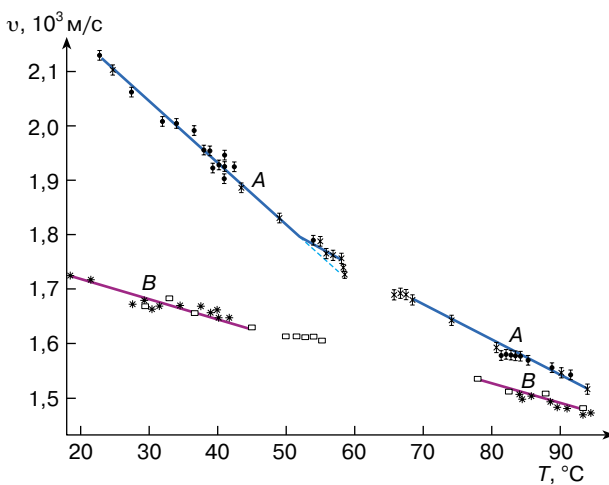


Рис. 4. Температурная зависимость скорости звука. А – гиперзвук, В – ультразвук

Сделанные опыты в ультра- и гиперзвуковых диапазонах установили, что наблюдается линейно зависящая от температуры дисперсия скорости звука на 2–4% выше верхней критической точки и на 15–22% ниже нижней критической точки.

ЦЕНТРАЛЬНАЯ, ИЛИ РЭЛЕЕВСКАЯ ЛИНИЯ

Полуширина центральной компоненты $\delta\omega_R$ для растворов определяется произведением квадрата волнового числа на коэффициент диффузии¹, а этот последний в критической области обратно пропорционален радиусу корреляции, который определяет эффективный размер флуктуации, в данном случае концентрации.

Все до сих пор рассмотренные флуктуации и спектры света, возникающие вследствие этих меняющихся

¹ Теория дает для $\delta\omega_R$ более сложное выражение, но для оценки величины достаточно сказанного.

во времени флуктуаций (модуляция рассеянного света), можно рассчитать методами классической статистической физики, и опыт подтвердил справедливость такого расчета.

Спектр света, рассеянного на флуктуациях анизотропии, таким способом рассчитать нельзя, потому что анизотропия не термодинамическая величина. Тем не менее общая задача расчета спектра света, рассеянного на всех меняющихся во времени флуктуациях, может быть осуществлена [6]. Полученные при этом формулы хорошо описывают опыты при малых вязкостях. Ограничений же экспериментальным исследованиям нет, соответствующие опыты проведены в широком интервале изменения вязкости.

КРЫЛО ЛИНИИ РЭЛЕЯ

Временные изменения флуктуации анизотропии приводят к появлению в спектре рассеянного света широкой полосы, спадающей по интенсивности в обе стороны от частоты возбуждающего света и простирающейся на 100 см^{-1} и более. Такой спектр называется крылом линии Рэлея.

Крыло линии Рэлея для жидкостей в интервале вязкости 2–4 сантипауз характеризуется некоторой особенностью, представленной на рис. 5. Дублетную структуру такого спектра можно объяснить, если принять во внимание, что существуют в действительности по крайней мере два времени релаксации анизотропии. По мере повышения вязкости (понижение температуры) дублетная структура перестает наблюдаться, а при больших вязкостях возникает триплет вследствие модуляции рассеянного света поперечными сдвиговыми волнами.

В заключение отмечу, что по спектру молекулярного рассеяния света можно получать акустические характеристики упругих продольных и поперечных волн соответствующей частоты и времена релаксации анизотропии по крылу линии Рэлея.

Следует, однако, понимать, что тепловые упругие волны и упругие волны, излучаемые в среду, например пьезокварцем, – это не одно и то же. Так, например, хорошо известно, что излучение звука в среду будет сопровождаться затуханием звуковой волны по мере ее распространения в среде. Совсем другое дело – тепловая упругая волна. В обычном, акустическом смысле тепловая волна не затухает вовсе. Ее амплитуда в любой точке в любое время одна и та же, и она пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры.

Отмечу, что свет, рассеянный под углом 90° на термодинамических флуктуациях, полностью линейно поляризован так, что электрический вектор световой волны перпендикулярен плоскости рассеяния, между

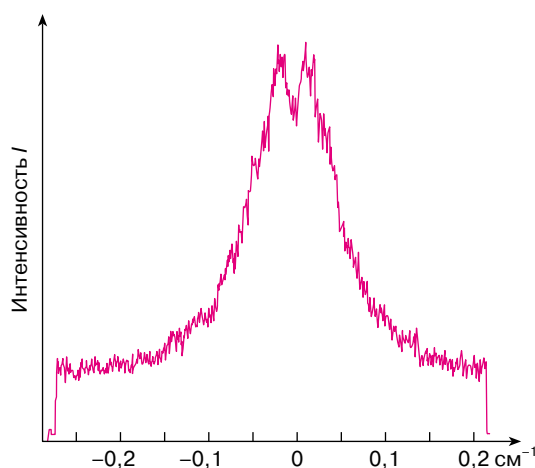


Рис. 5. Температурная зависимость радиуса корреляции флуктуации концентрации в растворе гваякол–глицерин. При приближении двойной критической точки $T_c^{d,1}$ значение r_c достигает величины 1400 \AA

тем как свет, рассеянный на флуктуациях анизотропии, деполаризован.

В статье рассказано лишь о малой части оптических и акустических проблем, которые решаются с применением методов спектроскопии рассеянного света. В действительности этот метод решает куда более обширный круг физических задач, возникающих при изучении равновесных и неравновесных явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Фабелинский И.Л.* Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965.
2. *Мандельштам Л.И.* Полное собрание трудов: В 5 т. М.: Изд-во АН СССР, 1948. Т. 1. 280 с.
3. *Ландсберг Г.С.* Избранные труды. М.: Изд-во АН СССР, 1958. С. 47–60.
4. *Фабелинский И.Л.* К открытию комбинационного рассеяния // *Успехи физ. наук.* 1978. Т. 126. С. 124.
5. *Гинзбург В.Л.* Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1987.
6. *Фабелинский И.Л.* Спектры молекулярного рассеяния света и некоторые их применения // *Успехи физ. наук.* 1994. Т. 164. С. 897.
7. *Величина Т.С., Яковлев И.А. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1982. № 35. С. 30–42.
8. *Вакс В.Г.* Кинетические явления в упорядочивающих сплавах // *Соросовский Образовательный Журнал.* 1997. № 3. С. 115; № 8. С. 105.

Рецензенты статьи А.И. Головашкин, Н.Ф. Степанов

* * *

Иммануил Лазаревич Фабелинский, доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН, руководитель группы по исследованию нелинейной оптики и рассеяния света. Область научных интересов – физическая оптика, нелинейная оптика, акустика. Автор более 150 статей и одной монографии.